ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 9 AOUT 1937.

PRÉSIDENCE DE M. EMMANUEL LECLAINCHE.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** annonce à l'Académie qu'à l'occasion de la fête de l'Assomption la prochaine séance hebdomadaire aura lieu le mercredi 18 août au lieu du lundi 16.

M. **Alfred Lacroix** fait hommage à l'Académie d'un Mémoire intitulé *Quelques observations inédites ou peu connues sur le volcan de Bourbon au* XVIII[e] *siècle.*

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *La quantification des champs dans la théorie du photon.* Note [1] de M. **Louis de Broglie.**

Dans notre nouvelle théorie de la lumière, l'onde du photon est une fonction à 16 composantes $\Phi_{ik}(i, k = 1, 2, 3, 4)$ qui satisfait à deux systèmes de 16 équations [2]. On peut à l'aide des Φ_{ik} former 10 combinaisons linéaires qui représentent les champs et les potentiels électromagnétiques maxwelliens associés au photon et 6 autres combinaisons linéaires représentant des grandeurs étrangères à la théorie de Maxwell.

---

(1) Séance du 2 août 1937.

(2) Voir *Nouvelles recherches sur la théorie de la lumière* (*Actualités scientifiques et industrielles*, Paris, 1936, fasc. 411). Dans toutes les formules de cet exposé, nous faisons $K = \frac{h}{2\pi\sqrt{\mu_0}}$.

Les équations du photon admettent comme solutions des ondes planes monochromatiques. Prenons la direction de l'onde plane comme axe des z et posons

$$(1) \qquad P = e^{i\left(kct - \vec{k}.\vec{r}\right)}; \qquad \Delta = \frac{1}{k + \frac{2\pi}{h}\mu_0 c}$$

avec

$$(2) \qquad k^2 - \left|\vec{k}\right|^2 = \frac{4\pi^2}{h^2}\mu_0^2 c^2,$$

où μ_0 est la masse propre du photon nulle ou extraordinairement petite. On peut alors écrire les composantes de l'onde photonique sous la forme

$$(3) \quad \left\{\begin{array}{llll}
\Phi_{11} = \Phi_{33} = \frac{\left|\vec{k}\right|}{\Delta} C_3 P; & \Phi_{22} = \Phi_{44} = \frac{\left|\vec{k}\right|}{\Delta} C_4 P; & & \\
\Phi_{31} = -C_3 P; & \Phi_{13} = -\frac{\left|\vec{k}\right|^2}{\Delta^2} C_3 P; & \Phi_{42} = C_4 P; & \Phi_{24} = \frac{\left|\vec{k}\right|^2}{\Delta^2} C_4 P; \\
\Phi_{41} = -C_2 P; & \Phi_{23} = \frac{\left|\vec{k}\right|^2}{\Delta^2} C_2 P; & \Phi_{43} = -\Phi_{21} = \frac{\left|\vec{k}\right|}{\Delta} C_2 P; & \\
\Phi_{32} = C_1 P; & \Phi_{14} = -\frac{\left|\vec{k}\right|^2}{\Delta^2} C_1 P; & \Phi_{34} = -\Phi_{12} = \frac{\left|\vec{k}\right|}{\Delta} C_1 P. &
\end{array}\right.$$

Les C_i sont des constantes arbitraires (sous réserve de la normalisation). C_1 correspond à l'onde lumineuse circulaire gauche, C_2 à l'onde circulaire droite. C_3 et C_4 correspondent à l'onde longitudinale et aux grandeurs non maxwelliennes.

A l'onde (3) sont attachées les valeurs suivantes des potentiels électromagnétiques :

$$(4) \quad \left\{\begin{array}{ll}
A_1 = A_x = (C_2 - C_1)\frac{2\sqrt{\mu_0}c}{\Delta}P, & A_2 = A_y = (C_2 + C_1)\frac{2\sqrt{\mu_0}c}{\Delta}P, \\
A_3 = A_z = (C_3 + C_4)\frac{h}{4\pi\sqrt{\mu_0}}\frac{2k}{\Delta}P, & A_4 = V = (C_3 + C_4)\frac{h}{4\pi\sqrt{\mu_0}c}\frac{\left|\vec{k}\right|}{\Delta}P,
\end{array}\right.$$

et pour les champs d'autres valeurs qu'on calcule aisément ([3]).

D'autre part, la normalisation de l'onde Φ doit s'effectuer à l'aide de la

([3]) *Loc. cit.*, p. 19, formules (27).

densité ρ (non définie positive) donnée par la formule [4]

(5) $$\rho = \sum_{1}^{4} {}_i |C_i|^2 \cdot \frac{8\pi k \mu_0 c}{h\Delta^2}.$$

Si l'on soumet l'onde Φ à la superquantification, on doit donc poser les relations d'échange

(6) $$[C_i^* C_j] \equiv C_i^* C_j - C_j^* C_i = -\frac{h\Delta^2}{8\pi k \mu_0 c} \delta_{ij} \qquad (i, j = 1, 2, 3, 4).$$

Il est alors facile de former les relations d'échange pour les potentiels (4) et, pour les champs et pour ces derniers, on trouve les relations d'incertitude bien connues dues à M. Heisenberg.

Nous préférons écrire ici les relations de commutation pour les composantes de Fourier des potentiels, qui sont

(7) $$\left\{\begin{array}{ll} \left[A_i^*(\vec{k}').A_j(\vec{k})\right] = -\frac{hc}{\pi}\frac{1}{k}\delta_{ij}\,\delta(\vec{k}-\vec{k}') & (i, j = 1, 2), \\ \left[A_i^*(\vec{k}').A_j(\vec{k})\right] = 0 & (i = 1, 2 \text{ et } j = 3, 4 \text{ ou vice versa}), \\ \left[A_3^*(\vec{k}').A_3(\vec{k})\right] = -\frac{h^3}{4\pi^3\mu_0^2 c}\,k\,\delta(\vec{k}-\vec{k}'), & \\ \left[A_3^*(\vec{k}').A_4(\vec{k})\right] = -\frac{h^3}{4\pi^3\mu_0^2 c}|\vec{k}|\,\delta(\vec{k}-\vec{k}'), & \\ \left[A_4^*(\vec{k}').A_4(\vec{k})\right] = -\frac{h^3}{4\pi^3\mu_0^2 c}\frac{|\vec{k}|^2}{k}\,\delta(\vec{k}-\vec{k}'), & \end{array}\right.$$

$A_3(\vec{k})$ et $A_4(\vec{k})$ ne commutent pas : cela tient au fait que dans les formules (4) ces grandeurs dépendent de la même constante $C_3 + C_4$.

Avec des axes rectangulaires quelconques, on trouve

(8) $$\left\{\begin{array}{l} \left[A_i^*(\vec{k}').A_j(\vec{k})\right] = -\frac{hc}{\pi}\delta(\vec{k}-\vec{k}')\frac{1}{k}\left\{\delta_{ij} + \frac{h^2}{4\pi^2\mu_0^2 c^2}k_i k_j\right\} \\ \left[A_i^*(\vec{k}').A_4(\vec{k})\right] = -\frac{h^3}{4\pi^3\mu_0^2 c}\delta(\vec{k}-\vec{k}')\,k_i \end{array}\right. \qquad (i, j = 1, 2, 3),$$

la dernière équation (7) n'étant pas modifiée.

En considérant une onde Φ générale avec

(9) $$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}}\iiint \vec{A}(\vec{k})\, e^{i(kct - \vec{k}.\vec{r})}\, dk_1\, dk_2\, dk_3$$

---

[4] *Loc. cit.*, p. 24, formule (35).

il est maintenant facile de former à partir de (8) les relations de commutation des grandeurs électromagnétiques envisagées comme fonctions des coordonnées. Par exemple, on tire aisément de (8)

$$(10) \qquad \left[A_i^*.(\vec{r'}).A_4(\vec{r})\right] = -\frac{h^3}{4\pi^3\mu_0^2 c}\cdot\frac{1}{8\pi^3}\iiint k_i e^{-i\vec{k}.(\vec{r}-\vec{r'})}dk_1\,dk_2\,dk_3.$$

D'autre part, on a d'après (8), en tenant compte de (2),

$$(11) \qquad \left[A_i^*(\vec{k'}).E_j(\vec{k})\right] = -\frac{hc}{\pi i}\delta(\vec{k}-\vec{k'})\delta_{ij},$$

d'où l'on déduit

$$(12) \qquad \left[A_i^*(\vec{r'}).E_j(\vec{r})\right] = -\frac{hc}{\pi i}\cdot\frac{1}{8\pi^3}\iiint e^{-i\vec{k}.(\vec{r}-\vec{r'})}\delta_{ij}\,dk_1\,dk_2\,dk_3.$$

Si nous appliquons à (12) l'opération $\sum_1^3{}_j \frac{\partial}{\partial x_j}$, nous obtenons

$$(13) \qquad \left[A_i^*(\vec{r'}).\operatorname{div}\vec{E}(\vec{r})\right] = \frac{hc}{\pi}\,\frac{1}{8\pi^3}\iiint k_i e^{-i\vec{k}.(\vec{r}-\vec{r'})}dk_1\,dk_2\,dk_3.$$

Les relations (10) et (13) sont bien compatibles car, en théorie du photon, on a

$$(14) \qquad \operatorname{div}\vec{E} = -\frac{4\pi^2}{h^2}\mu_0^2 c^2 A_4.$$

Par ailleurs, on peut exprimer, comme l'a montré M. Géhéniau (5), les composantes de l'onde Φ à l'aide de 10 grandeurs maxwelliennes et des 6 grandeurs non maxwelliennes. En supposant ces dernières nulles, on trouve ainsi pour la densité ρ

$$(15) \qquad \rho = \frac{\pi i}{2hc}\left[(\vec{A}^*\vec{E}) + (\vec{E}^*\vec{A})\right],$$

expression dont on peut déduire directement la formule (12). Pour une onde plane *transversale*, on a

$$(16) \qquad \vec{E}(\vec{k}) = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t} = -ik\vec{A}(\vec{k}).$$

De (15) et (16) et de l'orthogonalité des ondes planes, on tire la valeur

---

(5) *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 665.

suivante de l'énergie totale du champ photonique

$$(17)\quad W=\frac{\pi i}{hc}\iiint\left(\vec{A}^*\frac{h}{2\pi i}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}\right)dx\,dy\,dz=\sum_k h\nu\left[b_1^+(\vec{k})\,b_1(\vec{k})+b_2^+(\vec{k})\,b_2(\vec{k})\right]$$

en posant

$$(18)\qquad b_i(\vec{k})=\sqrt{\frac{\pi k}{hc}}\,A_i(\vec{k});\qquad b_i^+(\vec{k})=\sqrt{\frac{\pi k}{hc}}\,A_i^*(\vec{k})\qquad(i=1,2),$$

$\nu=kc/2\pi$ étant la fréquence de l'onde correspondant au vecteur $\vec{k}$.

Comme on le sait, la formule (17) exprime correctement l'énergie totale du rayonnement sous la forme $\Sigma n_\nu h\nu$ sans intervention d'une énergie du zéro absolu. L'élimination de l'énergie du zéro absolu est liée à la représentation complexe des grandeurs maxwelliennes dont seul le carré du module a une valeur observable, du moins dans le cas de la lumière (6). Il reste naturellement à expliquer comment on peut concilier cette représentation complexe des champs microscopiques avec la représentation réelle nécessaire pour les champs macroscopiques.

En résumé, la théorie du photon, qui élimine automatiquement l'énergie du zéro absolu, montre clairement comment la quantification des champs dérive de la superquantification de l'onde Φ du photon, et fournit un procédé sûr pour écrire exactement les relations de commutation des champs dans le vide.

GÉODÉSIE. — *Caractères généraux de la gravité dans les États du Levant.* Note (1) de M. **Pierre Lejay**.

Si nous portons sur la carte des États du Levant les valeurs des anomalies de Bouguer, que nous avons données, pour une cinquantaine de stations, dans une Note précédente (2), nous remarquons :

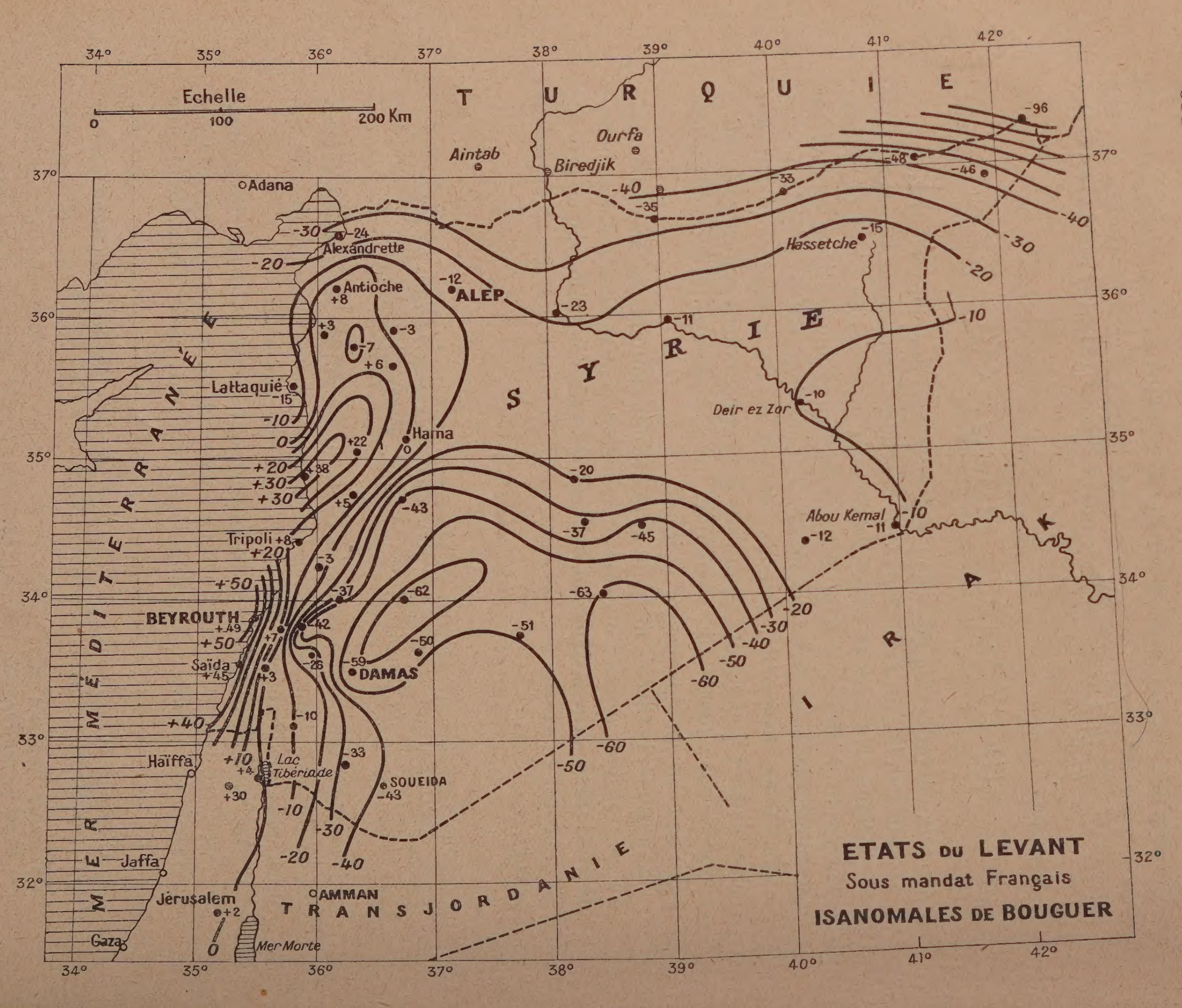
1° Au Nord-Est, l'influence du Taurus, qui se fait sentir par des anomalies négatives de plus en plus fortes à mesure qu'on se rapproche davantage du massif, atteignant —96 milligals à Aïn Divar, sur le Tigre, au pied de

---

(6) Cf. Pauli, *Die allgemeinen Prinzipien der Wellenmechanik* (*Handbuch der Physik*, **24**, p. 203 et suiv. et p. 247 et suiv.).

(1) Séance du 2 août 1937.

(2) *Comptes rendus*, **205**, 1937, p. 193.


ETATS du LEVANT
Sous mandat Français
ISANOMALES DE BOUGUER
Echelle
0 100 200 Km
TURQUIE
SYRIE
IRAK
TRANSJORDANIE
MER MÉDITERRANÉE
Adana
Aintab
Ourfa
Biredjik
Alexandrette
Antioche
ALEP
Hassetche
Deir ez Zor
Abou Kemal
Lattaquié
Hama
Tripoli
BEYROUTH
Saïda
DAMAS
SOUEIDA
Lac Tibériade
Haïffa
AMMAN
Jaffa
Jérusalem
Mer Morte
Gaza

la montagne. La compensation isostatique de cette chaîne ne fait donc aucun doute.

2° A l'Est, dans toute la partie sud du Djezireh, dans la vallée de l'Euphrate et sur les plateaux désertiques du Chamieh, les anomalies, légèrement négatives, se retrouvent, sur d'immenses étendues, partout les mêmes. Le sous-sol ne doit pas être moins régulier que la surface.

3° A l'Ouest, les fortes anomalies positives de la côte de la Méditerranée indiquent une compensation isostatique de la fosse marine, au large de Beyrouth. L'action des couches de compensation se fait sentir jusque dans le Liban, au sommet duquel la gravité est presque normale. Le fait que les anomalies deviennent fortement négatives dans le fossé qui sépare le Liban de l'Anti-Liban, pour diminuer lorsqu'on remonte les pentes de ce dernier, et augmenter de nouveau plus à l'Est, indique que les trois plissements parallèles de cette région ne sont pas en équilibre isostatique : ce sont des massifs de formation récente, où les séismes ne sont pas inconnus, comme en témoigne la destruction de Baalbek.

4° Au Sud-Est de cette zone montagneuse, les anomalies deviennent de plus en plus fortement négatives pour atteindre la valeur — 66 milligals au pied des émergences basaltiques du Djebel Tenf. On pourrait penser que celles-ci sont reliées au massif volcanique du Djebel Druze, que ces formations très anciennes ont été autrefois plus importantes, compensées isostatiquement, et se sont abaissées dans la suite, sans que leur socle ait encore été modifié.

5° Au Nord, le pays des Alaouites, la région séismique d'Antioche échappent à la loi générale de l'isostasie : nous trouvons en effet les valeurs les plus fortes des anomalies positives sur les sommets. Toute la région effondrée de la vallée de l'Oronte est couverte d'anomalies positives qui vont se raccorder à celles de la côte au Sud-Ouest.

Il est impossible de ne pas rapprocher ces résultats de ceux que nous avons obtenus dans d'autres parties du globe. Partout jusqu'ici, nous avons trouvé l'isostasie vérifiée sous les massifs anciens, stables. Dans toutes les régions séismiques ou de volcans actifs, la loi de compensation des masses superficielles s'est trouvée en défaut.

On pourrait expliquer ce fait de la façon suivante : la compensation se produirait généralement dans un temps assez long après le soulèvement de la surface, et le retour à l'équilibre doit rencontrer dans certains cas des résistances de socles durs dont les brisures, sous la pression verticale

des masses surajoutées, pourraient être à l'origine de certains séismes. Une étude sur la profondeur de leurs foyers dans ces régions serait de très grande importance.

M. **Georges Perrier** fait hommage à l'Académie d'un Volume intitulé The Rice Institute Pamphlet. *Lectures and Addresses by Members of the Mission Nationale Française Cavelier de la Salle*, contenant la Conférence qu'il a faite, le 2 avril 1937, sous le titre *Le développement de la Géodésie, de ses origines à nos jours*.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Afrique Équatoriale Française. *Législation édictée durant les années 1925-1929.*

2° P. Roux, *La glande pinéale ou épiphyse* (présenté par M. E. Leclainche).

GÉOMÉTRIE. — *Sur quelques réductibilités dans la théorie des cartes.* Note (¹) de M. **Charles Edgar Winn**, présentée par M. Hadamard.

1. Il est connu (²) qu'un polygone de $2n$ côtés entouré de $2n-2$ pentagones et de deux autres polygones adjacents est réductible. On peut donc se demander si la réductibilité demeure valable, et avec quelles restrictions, lorsque les deux derniers polygones sont séparés. Je trouve ici *qu'un polygone de $2n$ côtés entouré de $2n-2$ pentagones, un hexagone et un autre polygone quelconque, est une configuration réductible, pourvu que les pentagones se suivent en nombre pair.*

En second lieu je tire un cas spécial d'une configuration d'Errera où la production d'un isthme dans la carte réduite ne peut pas nuire à la réductibilité.

(¹) Séance du 12 juillet 1937.

(²) Franklin, *American Journal of Mathematics*, 44, n° 3, 1922, p. 232.

2. Pour démontrer le premier résultat ([3]), on réduit la figure en supprimant le polygone de $2n$ côtés ainsi que l'anneau qui l'entoure, sauf pour les parties de sa frontière extérieure reliant les sommets libres de l'hexagone et des paires de pentagones successives avec le dernier polygone (voir *fig.* 1). En admettant les couleurs A et B pour P et pour le pays

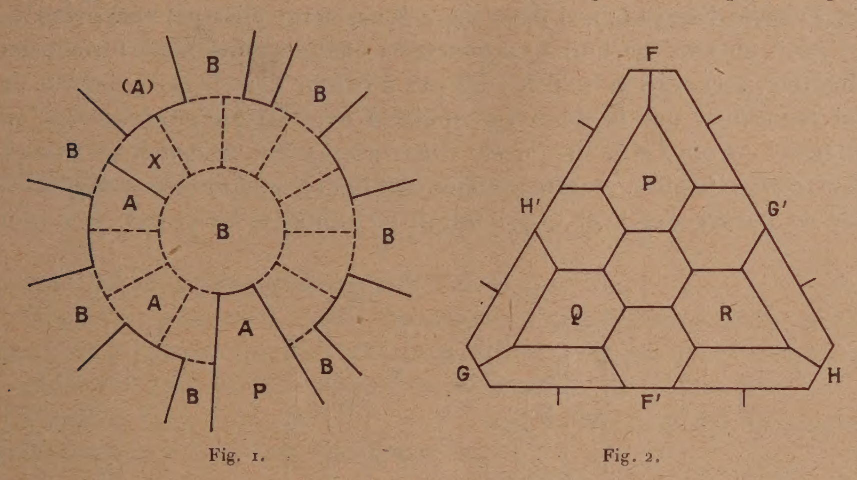


Fig. 1. Fig. 2.

central avec ses nouvelles extensions au dehors de l'anneau, on arrive immédiatement à colorier le restant de la carte. En effet, si la couleur A ne se trouve pas au bord de l'anneau, il est loisible de l'attribuer à chaque deuxième pays à partir de P, vu que les pays intercalés ne sont contigus qu'à trois teintes différentes. Au cas contraire, le même procédé est valable jusqu'au premier pays X en contact avec la couleur A, pourvu qu'on fixe l'orientation de manière à *ne pas traverser l'hexagone*. Enfin, puisque ce pays ne touche que deux couleurs distinctes, le coloriage s'achève en partant de P en sens inverse.

En suivant la méthode d'Errera ([4]) on parvient à une généralisation de ce résultat pour un anneau tel que celui de l'énoncé précédent, mais *n'entourant plus un pays unique*. Dans la carte réduite, on relie également les sommets libres de l'hexagone et des paires de pentagones, en coupant au besoin l'anneau. Alors il est possible de prouver par une méthode analogue

---

([3]) Je dois à M. I. Ratib une remarque utile qu'il m'a faite sur la démonstration.
([4]) *Bulletin de la Société Mathématique de France*, 53, 1925, p. 43 et 53-54.

que *cette configuration est réductible à condition qu'il n'y ait pas d'isthme dans la carte réduite.* Signalons, par exemple, le cas suivant qui ne produit pas d'isthme : deux polygones adjacents, chacun d'un nombre impair de côtés, en contact avec le même hexagone et avec un même polygone, et bordés par ailleurs de pentagones.

3. D'après Errera ([5]), si deux pentagones sont reliés par une arête, le tout étant entouré de huit hexagones, la configuration ainsi formée est réductible, à condition qu'il n'y ait pas d'isthme dans la carte réduite. Je ferai remarquer que la dernière condition peut être négligée, *lorsqu'un pentagone est ainsi relié avec deux autres pentagones, le tout étant entouré d'hexagones.* En effet, dans la première configuration (*fig.* 2), la réduction pour les pentagones P et Q produirait un isthme si les pays F et F′, ou

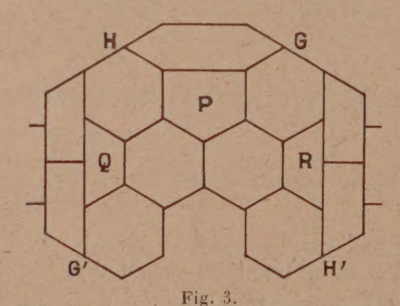


Fig. 3.

bien G et G′, se rencontraient. Dans le premier cas, les pentagones Q et R sont susceptibles de réduction, étant donné que le contact entre G et G′, ainsi qu'entre H et H′, est rendu impossible. De même, si G et G′ se touchaient, les pentagones P et R fourniraient une réduction.

Dans la deuxième configuration (*fig.* 3), on n'a qu'à noter que G et G′ ne se rencontrent pas en même temps que H et H′.

([5]) On peut aussi traiter ce cas en examinant la carte réduite pour la configuration *entière.*

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur un problème de Laguerre et ses généralisations*. Note [1] de M. LUBOMIR TCHAKALOFF, présentée par M. Paul Montel.

Nous avons établi [2] la proposition suivante, concernant les polynomes-sections du développement de la fonction

$$\prod_{k=1}^{p} (1 - a_k x)^{-\omega_k} = 1 + c_1 x + c_2 x^2 + \ldots.$$

Si les nombres a_k et ω_k sont positifs, le polynome

$$P_n(x) = 1 + c_1 x + c_2 x^2 + \ldots + c_n x^n$$

n'a que des zéros simples dont un seul au plus est réel.

Nous nous proposons ici de démontrer et de généraliser la même proposition en supposant que les constantes réelles a_k ont des signes arbitraires. La démonstration repose essentiellement sur le

THÉORÈME I. — *Soient $c_1, c_2, \ldots, c_{2m}$ $2m$ constantes réelles, ω une constante positive et $c(t, \lambda)$, $h(t)$ les polynomes en t*

$$c(t, \lambda) = \sum_{k=0}^{2m} \binom{\lambda + k - 1}{k} c_{2m-k} t^k, \qquad h(t) = \sum_{k=0}^{2m} c_{2m-k} \frac{t^k}{k!} = \lim_{\lambda \to \infty} c\left(\frac{t}{\lambda}, \lambda\right)$$
$$(c_0 = 1),$$

désignons par $\mu(\lambda)$ et μ les minima respectifs de $c(t, \lambda)$ et $h(t)$ lorsque t varie de $-\infty$ à $+\infty$, λ conservant une valeur positive fixe. Dans ces hypothèses, on a

1° $\mu(\omega) \geqq \mu(\omega + 1) \geqq \mu(\omega + 2) \geqq \ldots$;

2° $\lim \mu(\omega + n) = \mu$ *lorsque le nombre naturel n tend vers l'infini;*

3° *parmi les termes de la suite non croissante $\mu(\omega)$, $\mu(\omega+1)$, $\mu(\omega+2)$, ..., il y a une infinité de termes différents, sauf dans le cas où tous les termes de la suite sont égaux à c_{2m}; ce cas exceptionnel n'est possible que lorsque le minimum $\mu(\omega + n) = c_{2m}$ est atteint par le polynome $c(t, \omega + n)$ au point unique $t = 0$.*

COROLLAIRE. — *On a toujours l'inégalité $c(t, \omega) > \mu$ pour $t \lesseqgtr 0$.*

THÉORÈME II. — *Soient $\omega_1, \omega_2, \ldots, \omega_p$ p nombres positifs et $a, a_1, a_2, \ldots,$*

---

(1) Séance du 26 juillet 1937.

(2) *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 842-844.

a_p, $p+1$ nombres réels dont un au moins est différent de zéro. Alors tous les coefficients des puissances paires dans le développement de la fonction

$$e^{ax}\prod_{k=1}^{p}(1-a_k x)^{-\omega_k}=1+b_1 x+b_2 x^2+\ldots$$

sont positifs.

Remarque. — Le coefficient b_{2m} représente évidemment une forme de degré $2m$ des $p+1$ quantités réelles $a, a_1, a_2, \ldots a_p$ et notre théorème II exprime que cette forme est définie positive.

Posons

$$f_0(x)=e^{ax},\qquad f_r(x)=e^{ax}\prod_{k=1}^{r}(1-a_k x)^{-\omega_k},\qquad r=1,\,2,\,\ldots,\,p,$$

et supposons que le théorème soit déjà démontré pour le développement de $f_r(x)=1+c_1 x+c_2 x^2+\ldots$. Considérons les développements

$$e^{tx}f_r(x)=\sum_{0}^{\infty}h_n(t)\,x^n,\qquad (1-tx)^{-\omega}f_r(x)=\sum_{0}^{\infty}c_n(t,\,\omega)\,x^n,$$

où ω est une constante positive et t est un paramètre réel. La fonction $e^{tx}f_r(x)$ ne diffère de $f_r(x)$ que par le facteur exponentiel où l'on a remplacé la constante a par $a+t$. D'après notre hypothèse, on a $h_{2m}(t)\geqq 0$ pour toute valeur réelle de t. Soit μ_{2m} le minimum de $h_{2m}(t)$. On a, d'après le théorème I, $c_{2m}(t,\,\omega)>\mu_{2m}\geqq 0$ pour $t\gtrless 0$ et $c_{2m}(0,\,\omega)=c_{2m}>0$. Nous avons ainsi établi par induction la validité du théorème II, puisqu'il est évidemment vrai pour la fonction $f_0(x)=e^{ax}$.

THÉORÈME III. — *Les lettres ω_k, a, a_k ayant la même signification que dans le théorème II et*

$$1+c_1 x+c_2 x^2+\ldots$$

étant le développement de la fonction

$$f(x)=e^{ax}\prod_{k=1}^{p}(1-a_k x)^{-\omega_k},$$

le polynome-section $P_n(x)=1+c_1 x+c_2 x^2+\ldots+c_n x^n$ n'a que des zéros simples dont un seul au plus est réel.

Considérons le développement

$$(1-tx)^{-1}f(x)=\sum_{0}^{\infty}c_n(t,\,1)x^n\qquad \text{où } c_n(t,\,1)=t^n+c_1 t^{n-1}+\ldots+c_n.$$

On a, d'après le théorème II, $P_{2m}(x) = x^{2m} c_{2m}(1/x, 1) > 0$ pour toute valeur réelle de x, ce qui prouve que $P_{2m}(x)$ n'a pas de zéros réels. En posant $(1 - tx)^{-2} f(x) = \sum_0^\infty c_n(t, 2) x^n$, on voit de même que $c_{2m}(t, 2) = \sum_{k=0}^{2m} (k+1) c_{2m-k} t^k$ est positif pour toute valeur réelle de t, et la relation

$$\frac{d}{dx}\left\{ x^{-2m-1} P_{2m+1}(x) \right\} = -\frac{1}{x^2} c_{2m}\left(\frac{1}{x}, 2\right) < 0$$

nous montre que la fonction $x^{-2m-1} P_{2m+1}(x)$ décroît de c_{2m+1} à $-\infty$ lorsque x croît de $-\infty$ à 0 et qu'elle continue à décroître de $+\infty$ à c_{2m+1} lorsque x croît de 0 à $+\infty$. Il s'ensuit que, si $c_{2m+1} \neq 0$, le polynome $P_{2m+1}(x)$ n'a qu'un seul zéro réel et simple dont le signe est contraire à celui de c_{2m+1}.

D'autre part, en désignant par $N(x)$ et $M(x)$ les polynomes

$$N(x) = (1 - a_1 x) \ldots (1 - a_p x), \qquad M(x) = N(x) \sum_1^p \frac{a_k \omega_k}{1 - a_k x},$$

on a identiquement

$$(M + aN) P_n - N P'_n = x^n Q(x),$$

où $Q(x)$ désigne un polynome de degré $\leq p$ dont tous les zéros sont réels. La dernière formule nous permet de conclure que tous les zéros non réels de $P_n(x)$ sont aussi simples.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Variations du frottement intérieur des solides sous l'influence de traitements thermiques et mécaniques. Influence d'une traction.* Note [1] de M. **Raymond Jacquesson**, présentée par M. Jean Perrin.

On sait que l'on peut mesurer le frottement intérieur d'un fil de torsion, correspondant à une déformation alternative d'amplitudes maxima $\pm A$, en déterminant soit le coefficient d'amortissement

$$K = \frac{A_n}{A_{n+1}} \qquad \left(A \# \frac{A_n + A_{n+1}}{2}\right)$$

---

[1] Séance du 8 février 1937.

d'un pendule de torsion, soit la perte $P = A_n - A_{n+1}$, soit encore l'énergie W perdue par suite de phénomènes d'hystérésis mécanique pendant un cycle et représentée par l'aire du cycle couple torsion d'amplitude A. Ces trois valeurs sont reliées par les relations

$$K = 1 + \frac{W}{2bA^2} = 1 + \frac{P}{A}$$

(b constante dépendant du pendule de torsion employé).

I. *Influence d'une traction.* — Sous l'action du poids du pendule, le frottement intérieur du fil de suspension subit des variations importantes en fonction du temps. Les résultats sont différents suivant que les pendules employés sont légers ou lourds.

A. *Pour des tractions très inférieures à la limite élastique,* on observe les phénomènes suivants :

a. La courbe $K = f(A)$ qui est d'abord rapidement ascendante se rapproche au bout d'un certain temps d'une droite qui devient elle-même de moins en moins inclinée. Avec des fils d'aluminium à gros cristaux on obtient finalement une droite $K = \text{const.}$

Ainsi les cristaux présentent un cycle d'hystérésis, même pour des déformations très petites et peuvent être le siège de modifications intérieures, sous l'influence d'actions mécaniques.

b. Ces variations de K sont irréversibles : si K a été abaissé par l'action d'une surcharge ajoutée au pendule, il conserve cette valeur après que le pendule a été déchargé. Les variations du frottement interne marquent donc une évolution vers un état intra-cristallin plus stable.

c. Le coefficient K, relatif à une amplitude déterminée A petite, diminue avec le temps, et tend vers une limite d'après une loi exponentielle assez bien vérifiée

$$K - K_\infty = (K_0 - K_\infty)\, e^{-\lambda t},$$

où λ est une constante pour l'amplitude A considérée.

λ est une fonction croissante de A, mais, dans les mêmes conditions expérimentales, semble être indépendant de l'état physique du métal (recuit ou écroui).

On trouve pour $A = 1/20$ rad. avec des fils, $l = 10^{\text{cm}}$, $d = 1^{\text{mm}}$, $t = 15^\circ$:

Fer....... $\lambda = 0,02$ Laiton .... $\lambda = 0,25$ Al........ $\lambda = 1,5$

Ces valeurs de λ augmentent si l'on accroît les tractions en restant cependant en dessous de la limite élastique :

Laiton : Traction t (en kg/cm²)...	1.	2.	5.	8.	10.
λ........................	0,25	0,27	0,33	0,54	1

La température agit également, même en restant inférieure à celle qui produit un recuit :

A 50°, pour le laiton et $T = 2^{kg}$........................ $\lambda = 0,60$
A 15°, pour le laiton et $T = 2^{kg}$........................ $\lambda = 0,27$

B. *Tractions voisines ou supérieures à la limite élastique.* — La loi de variations de K en fonction du temps n'est plus une exponentielle. Les courbes représentatives peuvent avoir les formes suivantes :

Décroissance initiale rapide avec tendance vers une limite.

Laiton écroui, $T = 20^{kg}$.

t (en heures).....	0.	0,15.	0,40.	9.	27.	168.	216.
K.............	1,00608	480	433	340	310	243	240

Croissance initiale, avec maximum, diminution vers une limite.

Laiton recuit, $T = 12^{kg}$.

t (en heures).............	0.	2.	5.	24.	48.
K......................	1,00275	295	260	250	245

Décroissance rapide, puis augmentation croissante. Le fil se rompt généralement au bout d'un temps plus ou moins long si l'accroissement du frottement intérieur augmente.

Laiton écroui, $T = 36^{kg}$.

t (en heures)...	0.	0,20.	4.	8.	11.	Rupture.
K...........	1,024	1,018	1,017	1,019	1,021	»

On voit nettement dans ces conditions l'effet résultant de deux modifications inverses : une réaction du cristal avec évolution plus ou moins rapide vers un état plus stable caractérisé par un frottement intérieur plus faible et un effet destructeur de l'édifice cristallin sous l'influence de la traction élevée. Les taux différents et de signe contraire de variations du frottement intérieur produisent toutes les variétés des courbes observées.

II. *Influence des tensions internes.* — Elles agissent comme une traction extérieure. Un métal travaillé ayant subi des déformations permanentes faibles par traction ou torsion et abandonné à lui-même accuse une diminution spontanée de son frottement intérieur. La loi de variation est encore

une exponentielle avec un λ de même ordre de grandeur que celui qui caractérise l'évolution du métal sous l'action d'une charge faible. K peut devenir alors inférieur à celui du fil initial.

De cette étude il ressort d'abord que, si l'on veut mesurer le frottement intérieur d'un fil métallique dans un état donné, il faut le soustraire à l'action d'une traction : la méthode correcte est celle du pendule à double fil, dans lequel le fil inférieur est celui à étudier. Les mesures doivent être faites le plus rapidement possible et pour des amplitudes faibles, n'entraînant pas la production de torsions locales supplémentaires.

D'autre part, les variations si rapides du frottement intérieur montrent qu'il peut y avoir dans les métaux, même à la température ordinaire, des modifications importantes dans l'architecture cristalline.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *La charge e de l'électron et la matérialisation du photon.* Note (1) de M. **Santiago Antunez de Mayolo**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous avons montré (2) que le champ électromagnétique dans le vide s'explique par des forces centrales $F = -KMM/\rho^2$ entre deux masses électriques $\pm M$, définies par la condition énergie $= Mc^2$, et, pour cela, $K_0 = c^2\rho/M$.

Un rayon de lumière est la trajectoire d'un corpuscule formé par les deux masses accouplées en mouvement : l'une, probablement la positive, se déplace en ligne droite avec la vitesse c, tandis que la négative tourne autour de la première, aussi avec la vitesse c, dans un plan perpendiculaire au rayon. La masse en rotation décrit donc une hélice dont la projection sur un plan quelconque passant par l'axe est une sinusoïde, image d'un mouvement ondulatoire selon Huygens et Fresnel. On démontre (3) que ces deux masses accouplées créent dans le plan de rotation les champs E et H' de Maxwell, perpendiculaires entre eux et à la direction du rayon. La longueur d'onde est $\lambda = 2\pi\rho$ et le quantum de Planck $h = 2\pi\rho Mc = \lambda Mc$.

---

(1) Séance du 2 août 1937.

(2) *Comptes rendus*, **200**, 1935, p. 1381 et **201**, 1935, p. 1097.

(3) S. Antunez de Mayolo, *The Structure of Light*, Lima, Jan. 1937.

Voici les grandeurs pour le dit *champ électromagnétique :*

	Système E.-S.			Système E.-M.		
Grandeurs.	Symbole.	Formule.	Dimension.	Symbole.	Formule.	Dimension.
Charge........	Q	$Q = c\sqrt{M\rho}$	$L^{\frac{3}{2}}M^{\frac{1}{2}}T^{-1}$	Q'	$Q' = \sqrt{M\rho}$	$L^{\frac{1}{2}}M^{\frac{1}{2}}$
Champ électr..	E	$E = \frac{c}{\rho}\sqrt{\frac{M}{\rho}}$	$L^{-\frac{1}{2}}M^{\frac{1}{2}}T^{-1}$	E'	$E' = \frac{c^2}{\rho}\sqrt{\frac{M}{\rho}}$	$L^{\frac{1}{2}}M^{\frac{1}{2}}T^{-2}$
C. I. S........	ε	—	o	ε'	$\varepsilon' = \frac{1}{c^2}$	$L^{-2}T^2$
Potentiel......	V	$V = c\sqrt{\frac{M}{\rho}}$	$L^{\frac{1}{2}}M^{\frac{1}{2}}T^{-1}$	V'	$V' = c^2\sqrt{\frac{M}{\rho}}$	$L^{\frac{3}{2}}M^{\frac{1}{2}}T^{-2}$
Perméabilité...	μ	$\mu = \frac{1}{c^2}$	$L^{-2}T^2$	μ'	—	o
Champ magnét.	$\mathcal{H}$	$\mathcal{H} = \frac{c^2}{\rho}\sqrt{\frac{M}{\rho}}$	$L^{\frac{1}{2}}M^{\frac{1}{2}}T^{-2}$	$\mathcal{H}'$	$\mathcal{H}' = \frac{c}{\rho}\sqrt{\frac{M}{\rho}}$	$L^{-\frac{1}{2}}M^{\frac{1}{2}}T^{-1}$
Pôle..........	n	$n = \sqrt{M\rho}$	$L^{\frac{1}{2}}M^{\frac{1}{2}}$	n'	$n' = c\sqrt{M\rho}$	$L^{\frac{3}{2}}M^{\frac{1}{2}}T^{-1}$

Les charges $\pm Q$ du photon ont pour valeur $Q = c\sqrt{M\rho}$, et en fonction du quantum h

$$Q^2 = \frac{hc}{2\pi}. \tag{1}$$

Donc $Q = \sqrt{hc/2\pi} = 5,590.10^{-9}$, mesuré en u. e. s., est la même pour tous les photons dans le vide quelles que soient leur masse et leur énergie.

Quand un rayon de lumière traverse la matière, sa fréquence ν ne change pas et les formules structurales des grandeurs électriques et magnétiques du tableau précédent sont aussi valables pour le milieu matériel en fonction des nouveaux paramètres M_ν, ρ_ν et u_ν pour la même fréquence. On déduit ces paramètres par la constance du quantum dans le vide et dans le milieu matériel

$$h = 2\pi\rho Mc = 2\pi\rho_\nu M_\nu u_\nu. \tag{2}$$

On connaît u_ν par l'index n de réfraction et l'on déduit ρ_ν de la relation évidente : $u_\nu = \rho_\nu \times 2\pi/T = 2\pi\nu\rho_\nu$, et alors M_ν est aussi connu. Pour le milieu matériel la formule (1) devient : $Q_\nu^2 = hu_\nu/2\pi$, c'est-à-dire que, cette fois, chaque photon a ses charges particulières dépendant de sa vitesse, et comme $u_\nu < c$, $Q_\nu < Q$, donc il y aura une vitesse u_0 pour laquelle les charges $\pm Q_0$ du photon seront égales à $e = 4,77.10^{-10}$ u. e. s., et dans

la matérialisation, l'une correspondra à l'électron et l'autre au positron, par suite $Q_0^2 = e^2 = hu_0/2\pi$.

Comme l'énergie du photon se conserve si le milieu n'est pas conducteur, on a $h\nu = Mc^2 = U_\nu u_\nu^2$. Considérons un photon qui dans le vide possède la même masse que l'électron, soit $M = m_0$; on tire pour la masse M_ν dans le milieu matériel $M_\nu = m_0 c^2/u_0^2$, expression que dans la formule (2) donne, appelant ρ_0 et l les rayons du photon dans le vide et le milieu respectivement,

(3) $$h = 2\pi\rho_0 m_0 c = \frac{2\pi l m_0 c^2}{u_0}.$$

De cette formule on déduit les relations remarquables que voici :

(4) $$l = \frac{hu_0}{2\pi} \times \frac{1}{m_0 c^2} = \frac{e^2}{m_0 c^2}.$$

Cette longueur est caractéristique de l'électron ; de même $\rho_0 = h/2\pi m_0 c$ est une longueur caractéristique des radiations et, finalement aussi, on déduit la constante mystérieuse α de structure fine :

(5) $$\alpha = \frac{l}{\rho_0} = \frac{2\pi e^2}{hc} = \frac{u_0}{c}.$$

On reconnaît alors que la vitesse u_0, pour laquelle $\pm Q_0 = \pm e$, est celle qui possède l'électron dans la première orbite de l'atome de Bohr; cette vitesse u_0 est la vitesse critique du photon qui s'anéantit en corpuscules. Ainsi α est le *facteur de matérialisation :* quotient de deux vitesses remarquables minima et maxima du photon. Il se passe ici quelque chose de pareil à celle de la liquation des gaz : pour ceux-ci il y a une température critique qui, d'après la théorie cinétique, dépend de la vitesse des molécules ; la masse du photon dans la matérialisation joue un rôle analogue à celui de la pression dans la liquation. On voit aussi que, optiquement, α peut être considéré comme l'inverse de l'index n_0 de réfraction dans l'électron ; en effet, en général, l'index n se trouve être ([3]) :

(6) $$\frac{1}{n} = \frac{\rho_\nu}{\rho} = \frac{Q_\nu^2}{Q^2} = \frac{u_\nu}{c},$$

qui pour l'électron devient la formule (5), soit $\alpha = 1/n_0$.

ONDES HERTZIENNES. — *Sur l'ionisation de la partie inférieure de l'ionosphère.* Note de Mme **Irène Mihul** et M. **Constantin Mihul**, transmise par M. Aimé Cotton.

L'étude expérimentale de la réflexion ionosphérique des ondes électriques ayant 100m environ de longueur d'onde a montré que pour ces ondes les courbes représentant la variation des hauteurs apparentes de réflexion en fonction de λ présentent deux branches distinctes : la branche inférieure E et la branche supérieure F. Aux latitudes moyennes le passage de la branche E à la branche F se fait d'une façon brusque; pour une fréquence donnée, appelée fréquence critique f_E, leurs bouts adjacents tendent vers une hauteur infinie. Dans les régions tropicales les signaux f apparaissent avant que les signaux E aient disparu; dans le domaine de coexistence de deux branches les signaux E faiblissent et les signaux F gagnent en intensité d'une façon continue; le saut vers l'infini manque (1). En général, dans ce cas, au lieu de passage les hauteurs des deux branches sont plus petites et les longueurs d'onde sont plus courtes.

L'explication courante de ces résultats est que l'ionosphère présente deux couches ionisées réelles. Dans la première E, l'ionisation maximum est de N_E électrons par centimètre cube et dans la seconde F, de $N_F > N_E$. Pour les ondes longues la constante diélectrique du milieu est réduite à zéro et les ondes sont réfléchies dans la couche E. Quand λ décroît, la densité électronique nécessaire pour leur réflexion croît. Pour la longueur d'onde qui nécessite N_E électrons, la réflexion de signaux dans la couche E cesse. Les ondes plus courtes sont réfléchies par la couche F. Cependant cette théorie ne peut pas expliquer l'effet de la latitude décrit tout à l'heure.

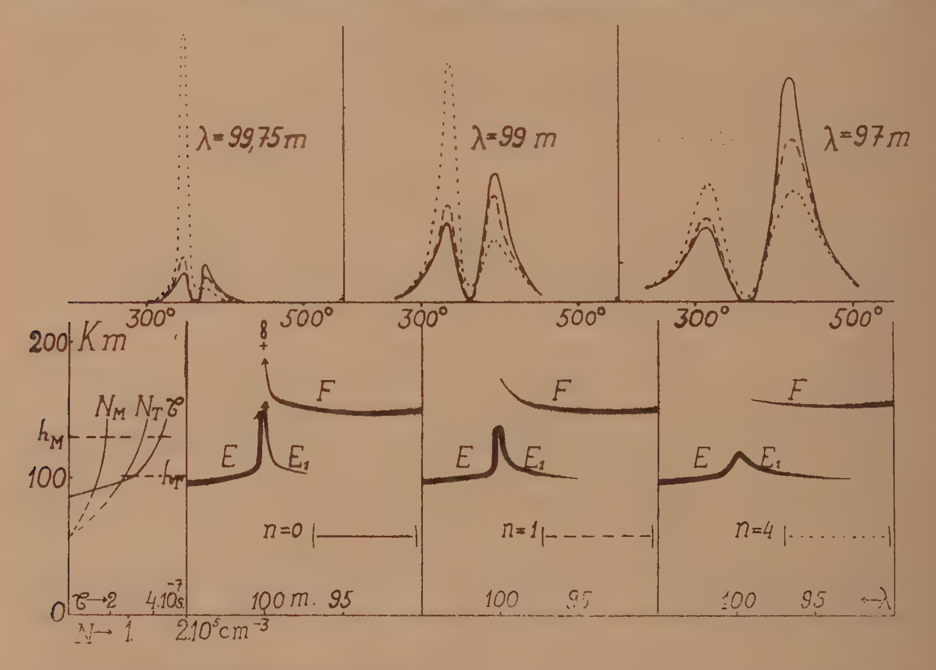
Nous allons proposer ici une explication unitaire des faits constatés, basée sur la considération de l'action ionisante du soleil variable avec la latitude. Soient N_M et N_T les courbes qui représentent l'ionisation aux latitudes moyennes et dans les régions tropicales; soient h_M et h_T les altitudes critiques, les altitudes où sont satisfaites dans ces cas les conditions critiques $\mathfrak{T} = T$ et $Ne^2\lambda^2/\pi mc^2 = 1$ (2). Puisque $N_M < N_T$ on a $h_M > h_T$. Or, il arrive que les variations de N et de $\mathfrak{T}$ avec l'altitude diffèrent l'une

(1) H. W. Wells, *Terr. Magn. and Atm. El.*, 39, 1934, p. 209.

(2) Dans le cas de la proportionnalité entre N et $\mathfrak{T}$, ces conditions déterminent les sauts vers l'infini des hauteurs apparentes de réflexion.

de l'autre : tandis que N subit des variations assez régulières, $\mathcal{T}$ éprouve aux environs de 100^{km} d'altitude un accroissement brusque très grand suivi plus haut de variations moins rapides. *Il arrive ainsi que* h_M représente une altitude où N et $\mathcal{T}$ sont proportionnelles entre elles, et h_T une altitude où N croît plus vite que $\mathcal{T}$. Telle est la cause des changements décrits plus haut.

Pour démontrer nos conclusions, nous avons effectué les calculs de coefficient de réflexion et des hauteurs apparentes de réflexion conforme à la théorie de Ionescu et Mihul ([3]). Nous nous sommes imposé une variation



de $\mathcal{T}$ avec l'altitude représentée par la courbe $\mathcal{T}$ et nous avons admis que les ionisations étaient données par la formule

$$\frac{Ne^2}{um} = 2,7.10^{19}\mathcal{T}\varphi_n(\mathcal{T}) = 2,7.10^{19}\mathcal{T}[1+1,2.10^4 n(3\ 10^{-6}-\mathcal{T})] \quad (^4).$$

Les résultats de nos calculs sont donnés dans la figure. Les courbes d'en

---

([3]) *Journal de Physique*, 6, 1935, p. 388.

([4]) Ce choix de l'ionisation est tel que les conditions critiques soient satisfaites pour $\lambda = 100^m$ quel que soit n.

haut représentent pour quelques longueurs d'onde inférieures à 100^m les variations du coefficient de réflexion en fonction de $\omega\mathfrak{T}$. On voit que pour ces ondes il y a deux régions de réflexion : une, $E = 1$, pour $\omega\mathfrak{T} < 2\overline{u}$, et une autre, $F = 1$, pour $\omega\mathfrak{T} > 2\overline{u}$. Quand λ décroît l'importance de E_1 diminue et celle de F croît. Pour $n = 0$, E_1 devient très vite négligeable par rapport à F. Pour $n = 1$ elle devient moins vite négligeable; tout près de $\lambda = 100^m$, E_1 est même plus importante que F. Enfin, pour $n = 4$ l'importance de E_1 pour des longueurs d'onde voisines de 100^m est encore plus grande et sa disparition est reculée encore davantage. En même temps on constate des changements dans les courbes représentant les hauteurs apparentes de réflexion tracées en bas de notre figure. On y voit que dès que n devient différent de zéro, les branches E et E_1 se raccordent en offrant, au lieu du saut vers l'infini, un maximum dont l'importance décroît quand n croît. Si l'on tient compte du fait que la variation de n est la conséquence de l'accroissement de N, ce qui implique une diminution de l'altitude critique dont nous n'avons pas tenu compte dans nos calculs, il résulte que le maximum perd de son importance encore plus vite, et qu'en même temps la courbe s'abaisse.

ÉLECTRONIQUE. — *Étude spectrographique des électrons de conductibilité dans des alliages de magnésium et d'aluminium.* Note de M. **Jules Farineau**, transmise par M. Charles Fabry.

A l'aide d'un spectrographe dans le vide à cristal courbé, j'ai photographié les spectres K d'émission du magnésium et de l'aluminium à partir des alliages Al^2Mg^3 et Al^3Mg^2.

Les raies sont les mêmes que dans le cas des métaux purs, sauf pour les bandes β_x, dues au passage des électrons de conductibilité sur les niveaux K des atomes de magnésium et d'aluminium.

Le bord de courte longueur d'onde de ces bandes a même position que dans le cas des métaux purs, mais l'aspect de ces bandes est différent : La largeur qui est de 12,5 pour l'aluminium (1) et de 7,5 électron-volts pour le magnésium (2) passe, pour les raies des deux alliages, à des valeurs très

(1) Farineau, *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 540.
(2) Farineau, *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 1108.

voisines et comprises, aussi bien pour les bandes de l'aluminium que pour celles du magnésium, entre 11 et 12 é-volts, l'erreur, venant du pouvoir de résolution de l'appareil et de la très faible intensité des bandes près du bord de courte longueur d'onde, étant de 1,5 é-volt environ.

A l'aide des enregistrements microphotométriques, j'ai tracé les courbes donnant l'intensité émise en fonction de l'énergie E des rayons X émis. Pour un même alliage, ces courbes, tracées à partir de la bande du magnésium ou de l'aluminium, sont superposables aux erreurs expérimentales près : l'intensité croît à partir du bord de grande longueur d'onde, à peu près proportionnellement à $(E - E_0)^{\frac{3}{2}}$ (E_0 étant l'énergie du bord de grande longueur d'onde), puis tombe brusquement à zéro après avoir passé par un maximum très voisin du bord de courte longueur d'onde.

Dans le cas de Al^2Mg^3, on trouve sur les courbes une légère ondulation, probablement due à une zone de Brillouin aux environs du milieu de la bande. Cette ondulation est beaucoup moins nette sur les bandes de Al^3Mg^2.

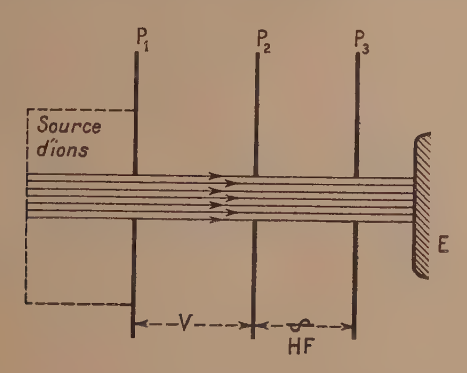
On sait que, dans de tels alliages, les atomes de magnésium et d'aluminium mettent en commun leurs électrons de valence (2 pour Mg et 3 pour Al). Si l'on admet que tous ces électrons peuvent tomber sur un niveau K, soit d'un ion aluminium, soit d'un ion magnésium, l'intensité de la raie sera dans les deux cas $I = f(E - E_0) \times n(E - E_0)$; f, qui est la probabilité de passage, est très sensiblement la même dans les deux cas, et $n(E - E_0)$, qui est le nombre d'électrons d'énergie cinétique $E - E_0$, est évidemment indépendant de la raie émise. La répartition de l'intensité doit donc être la même, dans un même alliage, pour les raies du magnésium ou de l'aluminium. C'est bien ce que vérifie l'expérience. Si l'on admet que les électrons de conductibilité obéissent à la statistique de Fermi, on trouve que la largeur des raies devrait être 9,4 volts et 9 volts pour Al^3Mg^2 et Al^2Mg^3, nombres un peu inférieurs aux nombres expérimentaux.

En résumé, cette étude montre que dans les alliages utilisés les atomes de magnésium et d'aluminium mettent en commun leurs électrons de valence, et que ces électrons peuvent tomber indifféremment sur un ion aluminium ou magnésium pour émettre une bande X.

ATOMISTIQUE. — *Nouvelle méthode de séparation des isotopes.* Note [1] de MM. **Jean Bernamont** et **Michel Magat**, présentée par M. Paul Langevin.

La plupart des méthodes utilisées jusqu'à ce jour pour séparer les isotopes ont l'inconvénient de posséder un rendement d'autant plus faible que le pouvoir séparateur de l'instrument est plus grand; la quantité de matière séparée se trouve très réduite lorsque la masse atomique est un peu grande. Dans la méthode que nous proposons, au contraire, les qualités de rendement et de pouvoir séparateur sont absolument indépendantes. On peut donc espérer séparer des isotopes de masses atomiques élevées et obtenir cependant une production importante.

Un faisceau intense d'ions positifs, produits à bas potentiel, est accéléré sous une différence de potentiel continue V et envoyé entre deux plateaux P_2, P_3 (voir la figure) entre lesquels est établie une différence de potentiel



alternative de haute fréquence dans le sens de parcours des ions. Supposons d'abord le faisceau d'ions monocinétique : lorsque le temps de parcours entre les deux plateaux P_2 et P_3 est un multiple de la période de la tension H. F., la vitesse de sortie du faisceau est exactement la même que la vitesse d'entrée. Lorsque, au contraire, la vitesse est un peu différente, certaines particules sont retardées, tandis que d'autres sont accélérées, suivant la phase de la tension H. F. au moment où elles se présentent dans le champ. Soit donc un faisceau composé de deux sortes d'ions de masse légèrement

(1) Séance du 26 juillet 1937.

différente. Si l'énergie à l'entrée du champ est la même pour toutes les particules, les vitesses sont entre elles dans le rapport inverse des racines carrées des masses. Le temps moyen de parcours entre les deux plateaux n'est pas le même. Si l'on accorde la fréquence pour une espèce de particules, de manière qu'elles sortent toutes à la vitesse d'entrée, l'autre espèce de particules sera pour la moitié accélérée et pour la moitié retardée. Il suffira de mettre à la sortie une électrode E à un potentiel négatif inférieur en valeur absolue au potentiel V pour ne recueillir que les particules de cette deuxième sorte qui ont été accélérées.

Le calcul montre que les tensions et la fréquence à utiliser sont d'un ordre de grandeur tout à fait réalisable.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur les nouvelles transformations produites à basse température (frigadréactions)* [1]. Note de MM. **André Debierne** et **Ladislas Goldstein**, présentée par M. Paul Langevin.

L'un de nous a montré [2] qu'à la température de l'azote liquide il se produit une vive réaction entre l'hydrogène ou l'hélium et le charbon lorsque celui-ci a été préalablement complètement privé de gaz. Cette réaction donne lieu à un effet thermique intense dont l'énergie, rapportée à la masse du gaz introduit, doit atteindre au minimum plusieurs centaines de millions de calories par molécule-gramme. Il a montré que l'hypothèse qu'on se trouvait en présence de transformations nucléaires était vraisemblable, et il a désigné provisoirement ces réactions sous le nom de *frigadréactions*.

Nous avons essayé d'augmenter le nombre de ces réactions spéciales en opérant avec d'autres substances que le charbon.

---

(1) *N. D. L. R.* — Nous reproduisons ici le début de la Note de MM. André Debierne et Ladislas Goldstein parue le 2 août, n° 5, page 321, qui, par suite d'une erreur de mise en pages, n'a pas été inséré.

(2) André Debierne, *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 141.

CRISTALLOGRAPHIE. — *Mesure du domaine angulaire de réflexion des rayons X dans les substances polycristallines par une nouvelle méthode statistique.* Note [1] de M. **Alfred Reis**, présentée par M. Paul Langevin.

Par son domaine angulaire de réflexion, on distingue un cristal parfait d'un cristal en mosaïque. On sait que les cristaux parfaits sont rares, et que des états de perfection intermédiaires existent.

Il serait très intéressant de connaître le degré de perfection des cristallites dans les substances cristallines, mais celles-ci ne se prêtent pas aux méthodes d'examen, utilisées pour les cristaux uniques.

Nous décrivons ici le principe d'une nouvelle méthode statistique pour la mesure du domaine angulaire de réflexion dans les substances polycristallines.

La substance à examiner S (*fig.* 1) est montée et bien centrée sur l'axe

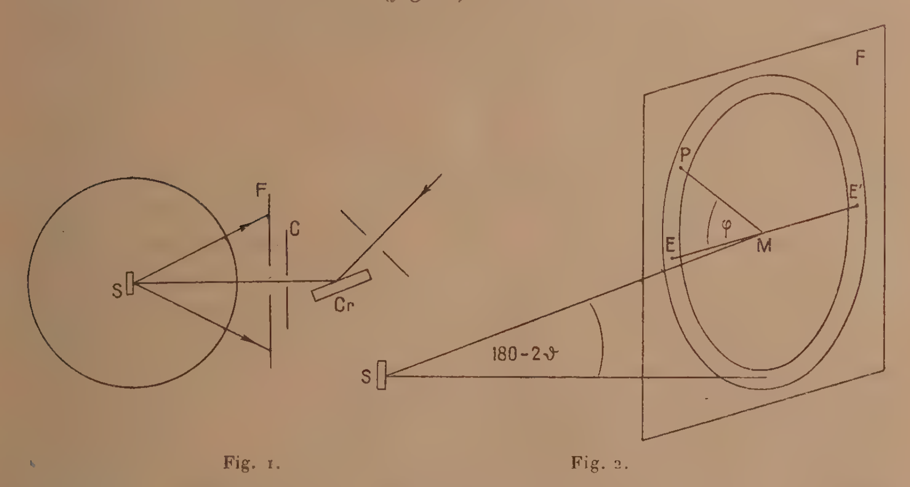


Fig. 1. Fig. 2.

rotatif d'un spectromètre permettant de réaliser des variations d'orientation très petites et bien définies. Le rayon primaire, avant de frapper S, subit une réflexion sur un cristal très parfait Cr et passe par un collimateur C qui délimite la section de la substance, illuminée par les rayons X. On s'arrange pour isoler dans les raies Debye-Scherrer (qu'on photographie sur un film F plan ou cylindrique) les taches individuelles des cristallites.

---

(1) Séance du 26 juillet 1937.

Sans connaître le nombre des cristallites illuminés, on peut déterminer le domaine angulaire de réflexion à l'aide de la statistique des taches. Entre deux poses qu'on exécute sur le même film, on fait légèrement varier l'orientation de l'axe. Soit ω l'angle qui sépare les deux orientations. Nous allons considérer l'effet du changement d'orientation ω sur le nombre des taches d'une raie, et ceci d'abord dans la région équatoriale E ou E′ (*fig.* 2), c'est-à-dire pour les cristallites dont le plan réfléchissant est parallèle à l'axe du spectromètre.

Si ω dépasse largement le domaine angulaire de réflexion δ, les deux domaines angulaires de réflexion ne se superposeront pas, et le nombre N des taches après double exposition sera le double du nombre N_0 des taches après exposition simple.

Si, au contraire, le changement d'orientation ω est très inférieur à δ, la double exposition aura seulement l'effet d'une exposition simple, mais de double durée. Dans ce cas, l'augmentation des taches sera faible.

En faisant varier, dans une série d'expériences, le changement d'orientation ω, on peut établir N/N_0 en fonction de ω. On trouvera une courbe dont l'allure est représentée sur la figure 3. L'angle correspondant au point d'inflexion donne la mesure du domaine angulaire moyen de réflexion.

Il est facile de généraliser ce que nous venons d'exposer pour la zone équatoriale, à un point quelconque P (*fig.* 2), dont l'azimut soit φ. Le changement d'orientation de l'axe ω fait augmenter ou diminuer de $\omega \cos \varphi$ l'angle d'incidence du rayon primaire vis-à-vis du plan réfléchissant.

Dans les figures 1 et 2, nous avons représenté le cas des rayons *rétrogrades*, c'est-à-dire diffractés à des angles 2ϑ dépassant 130°. Les considérations restent les mêmes quelle que soit la valeur de ϑ.

En principe, on peut réaliser notre méthode par un autre dispositif, ne comprenant ni cristal parfait, ni spectromètre de précision : la substance, immobile, est illuminée par un faisceau de rayons X convergent, dans lequel on isole, par une fente verticale, un secteur étroit. En déplaçant la fente horizontalement par une vis micrométrique, on réalise, entre les deux poses, le changement d'orientation du faisceau vis-à-vis de la substance. Ce mode d'observation exige dans le tube émetteur un foyer homogène et assez grand pour éclairer la fente dans ses positions successives.

Le déplacement *d* et la distance D entre la fente et la substance définis-

sent le changement d'orientation $\omega = d/D$ (mesuré en radian). Naturellement, la largeur de la fente ne doit jamais dépasser le déplacement d; de ce fait, on se trouve pratiquement limité du côté des petits déplacements.

Le nombre d'expositions successives sur un film n'est pas obligatoirement limité à deux. On peut réaliser trois ou plusieurs poses sur le même cliché, en appliquant, entre deux poses successives, des changements d'orientation, soit égales (pour agrandir les variations de N/N_0), soit inégales (pour repérer δ plus vite).

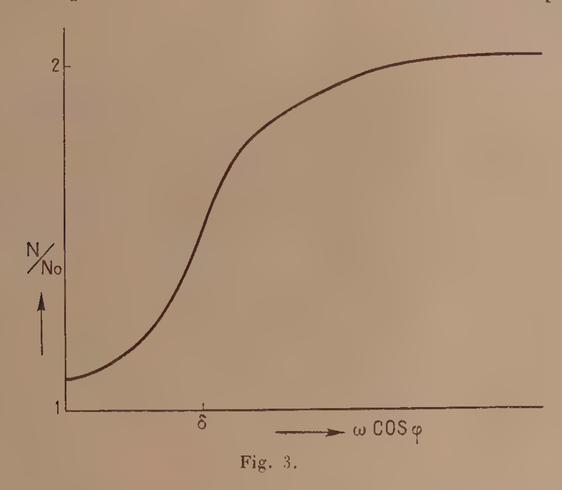


Fig. 3.

Nous sommes occupé à réaliser la mesure du domaine angulaire de réflexion dans les substances polycristallines par cette nouvelle méthode statistique et à la combiner avec la mesure des intensités de réflexion.

MÉTÉOROLOGIE. — *Vérification expérimentale indirecte de la croissance logarithmique de la vitesse du vent à partir du sol.* Note [1] de M. **Jacques Gilbert**, transmise par M. Charles Fabry.

La théorie indique qu'au voisinage du sol la vitesse du vent croît, en moyenne, avec l'altitude z, selon la loi logarithmique

(1) $$v = a + b \log z.$$

---

[1] Séance du 2 août 1937.

D'autre part la quantité de givre dP formée au bout d'un certain temps (de l'ordre de 1 heure à 24 heures) sur un élément dz d'une tige verticale exposée au vent est proportionnelle au flux de la vitesse à travers cet élément, et on peut l'écrire

$$dP = Kv\,dz, \tag{2}$$

v représentant la *vitesse moyenne* du vent au point considéré pendant la durée de l'exposition, et le facteur K étant une fonction des autres variables qui conditionnent le givrage.

Or, dans le cas d'une tige verticale, ces variables ont très sensiblement la même *valeur moyenne* le long de la tige : le gradient de température est, en effet, même au voisinage du sol, très faible dans le brouillard, et les différences de température moyenne sur des hauteurs telles que celles qui interviennent ici (de 2^m au maximum) sont insignifiantes; le contenu en eau condensée m peut être également considéré comme le même à toutes les hauteurs près du sol, sauf peut-être dans une couche limite très mince au voisinage de celui-ci, effet négligeable à l'échelle où l'on se place; il en est de même de la grosseur des gouttelettes; enfin la turbulence, qui peut influer sur la formation du givre, varie comme la vitesse.

On peut donc dire à bon droit que le facteur K est indépendant de l'altitude, et que, par conséquent, la quantité de givre formé en un point de la tige étant proportionnelle à la vitesse moyenne v du vent en ce point, cette quantité suit, le long de la tige, la même loi que la vitesse, c'est-à-dire doit croître comme le logarithme de la hauteur au-dessus du sol. C'est, effectivement, l'aspect logarithmique de la courbe enveloppant les extrémités des aiguilles de givre ayant pris naissance sur certaines balises particulièrement bien exposées, jalonnant la route de l'Observatoire du Mont-Ventoux, qui a suscité cette vérification.

Les mesures par pesées n'étant pas possibles, en raison de la distance séparant l'Observatoire des balises en question, on s'est contenté de mesurer la longueur de givre à différentes hauteurs : ces mesures ont été effectuées sur plusieurs balises au voisinage du Col des Tempêtes les 29 et 30 janvier, 28 février et 5 mars 1937. Les courbes obtenues en portant en abscisses $\log z$ et en ordonnées la longueur l de givre formé sont bien des droites.

Il est bien certain que la pesée de la quantité de givre formé sur les différents tronçons d'un fil vertical donnerait des résultats plus concluants

(elle intègre en quelque sorte les mesures linéaires précédentes et élimine l'erreur qui, dans celles-ci, peut provenir de la rotation du vent).

Une telle pesée a été possible à deux reprises, en fractionnant le givre recueilli d'un bloc sur l'un des fils de cuivre utilisés à l'Observatoire pour les mesures horaires de givrage : ce fil était exposé verticalement en travers d'une échelle à montants horizontaux et plan vertical, disposée à quelques décimètres au-dessus du sol.

Les relations (1) et (2), en éliminant v et intégrant, font connaître le poids P de givre déposé depuis la hauteur *zéro* jusqu'à la hauteur z. La relation ainsi trouvée peut s'écrire

$$\frac{P}{z} = \alpha + \beta \log z,$$

α et β étant deux constantes. La courbe en $\log z$ et P/z doit être une droite. Les mesures vérifient très exactement cette conclusion.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Expériences sur le rôle du complexe tube digestif + tissus mésodermiques non cutanés, dans la régénération de la tête chez les Lombrics.* Note [1] de M. **Marcel Avel**, transmise par M. Maurice Caullery.

En vue d'une étude analytique des facteurs de la régénération de la tête chez les Lombriciens, j'ai étudié [2] le rôle, dans ce phénomène, du système nerveux et du tégument (peau et muscles pariétaux). J'apporte ici le résultat d'expériences qui complètent la série précédente et fournissent des données sur le rôle, dans la régénération de la tête, des tissus qui ne sont ni le système nerveux, ni le tégument, c'est-à-dire du complexe tube digestif + tissus mésodermiques non cutanés (dissépiments, revêtement péritonéal, néphridies, etc.).

Ces derniers tissus ne sont pas viables seuls. On ne peut donc les mettre à l'épreuve qu'en combinant une série d'expériences. J'ai tiré parti pour cela de l'absence de pouvoir régénérateur dans la région moyenne du corps des Lombrics. On sait que, chez ces animaux, le pouvoir de régénérer une tête est localisé à la région antérieure du corps. A partir du 15e segment, en

---

(1) Séance du 2 août 1937.

(2) *Comptes rendus*, **191**, 1930, p. 78; **194**, 1932, p. 2166 et 2334.

se dirigeant vers l'arrière, il est vestigial. Il est nul du 20e au 35e ou 40e segment environ. Pour abréger, j'appellerai *région neutre* cette dernière zone, qui ne fournit pas de régénérat par elle-même. Mes expériences ont été exécutées sur deux espèces voisines : *Eisenia fœtida* (Sav.) et *Eisenia sp.*

a. J'ai remplacé le tégument dorsal (jusqu'aux soies latérales) d'une dizaine de segments de la région neutre par le tégument dorsal de 8 ou 9 segments (4e au 12e, ou 5e au 13e) de la région antérieure. Cette expérience a été réussie sur 22 vers (sur 23 opérés). Après guérison, les animaux ont été sectionnés dans la région de la greffe et le fragment postérieur conservé vivant avec soin pour l'étude du pouvoir régénérateur de sa blessure. Cette surface d'amputation était complexe : le tégument dorsal, greffé, provenait de la région antérieure; tous les autres tissus, restés en place, appartenaient à la région neutre.

b. A cette expérience s'oppose la suivante. J'ai enlevé, dans la région antérieure (du 5e au 12e segment) le tégument ventral (jusqu'aux soies latérales) avec la chaîne nerveuse susjacente, et les ai remplacés par les organes correspondants de la région neutre (du 25e au 36e segment); puis j'ai amputé les sujets, guéris, des 6 ou 7 premiers segments. La surface d'amputation comprenait : le tégument ventral et la chaîne nerveuse de la région neutre; tous les autres constituants appartenaient à la région antérieure. Comparés aux animaux de l'expérience précédente (série *a*), les sujets de la série *b* possédaient donc, sur leur surface d'amputation, le même complexe tégumentaire et le même système nerveux. Par contre, les autres organes (tube digestif et organes mésodermiques non tégumentaires) appartenaient à la région neutre dans l'expérience *a*, et au contraire à la région antérieure dans l'expérience *b*.

Or, les résultats de ces deux séries d'expériences sont très différents. Dans l'expérience *a*, sur 22 sujets, 16 n'ont rien régénéré, ou seulement de minuscules formations anormales. Dans les 6 autres, est apparu un régénérat de tête, mais très tardif, très long à croître et à se différencier. Aucun n'a atteint une taille ni une morphologie entièrement normales. Un seul possédait à la fois une bouche, un cerveau et un collier périœsophagien.

Au contraire, dans l'expérience *b*, la *totalité* des 13 vers guéris et correctement amputés a régénéré une tête normalement constituée, munie notamment d'un tube digestif complet, d'un cerveau et d'un collier périœsophagien. Toutefois, la régénération de ces animaux *b*, comparée à celle de témoins amputés de leur tête au même niveau, mais n'ayant subi aucune modification préalable, s'est montrée beaucoup plus lente, tout en étant beaucoup plus rapide que celle des rares régénérats de la série *a*.

Par conséquent, le complexe tube digestif + organes mésodermiques non tégumentaires joue un rôle nullement négligeable dans la régénération

de la tête des Lombrics. Il semble intervenir d'une manière plus *quantitative* que qualitative.

Dans quelle mesure ces tissus sont-ils indispensables à la régénération d'une tête? J'ai montré (*loc. cit.*) qu'on pouvait obtenir la régénération d'une tête en l'absence certaine, vérifiée histologiquement, du tube digestif, par exemple en déviant dans une cicatrice tégumentaire latérale la chaîne nerveuse sectionnée. Mais, dans ce cas au moins, le régénérat, de morphologie externe normale, est dépourvu de tube digestif et possède uniquement une courte invagination buccale, d'origine ectodermique.

En résumé, le revêtement endodermique du tube digestif semble nécessaire à la régénération du tube digestif, sauf de la cavité buccale. Le reste du complexe tube digestif + tissus mésodermiques non tégumentaires (dissépiments, revêtement péritonéal, etc.), n'est pas indispensable, mais joue néanmoins, s'il est présent, un rôle notable dans la régénération de la tête des Lombrics, surtout en augmentant la vitesse du phénomène.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Action masculinisante du propionate de testostérone dans la différenciation du sexe, chez* Rana temporaria *L.* Note de M. **Louis Gallien**, présentée par M. Maurice Caullery.

De nombreuses expériences ont démontré la labilité de la différenciation du sexe chez les Amphibiens. La surmaturité des œufs, l'action de températures extrêmes, celle de gonades antagonistes dans les cas de parabiose, peuvent plus ou moins altérer, ou même inverser le sexe génétique d'une gonade. On sait encore que, dans plusieurs espèces et notamment chez *Rana temporaria* L., il existe des races dites indifférenciées, où tous les individus passent initialement par un stade femelle.

Ces considérations m'ont amené à l'idée que les Batraciens constituaient un matériel particulièrement favorable pour étudier l'action des hormones sexuelles, mâles et femelles, dans la différenciation du sexe.

L'une des premières expériences réalisées, et dont je me borne ici à rapporter les résultats essentiels, a été la suivante : j'ai recueilli le 11 avril, la ponte fraîche d'un couple de grenouilles provenant de Hennezel (Vosges). Depuis le 14, la ponte dont l'éclosion a eu lieu le 18, et les larves ont été maintenues à la température moyenne de 20°. Plusieurs lots ont été faits dans cette ponte. Nous en retiendrons deux. L'un de 40 têtards a servi de témoin. L'autre de 50 têtards a reçu du propionate de testo-

stérone. J'ai utilisé une solution huileuse de cette hormone dosée à 5^{mg} pour 1^{cm^3}. Les conditions d'élevage ont été identiques pour les deux lots.

Les têtards du second lot ont reçu une première injection le 20 avril, à l'âge de 10 jours. Ils mesuraient alors 12^{mm} à $12^{mm},5$; les branchies externes étaient en grande partie résorbées, la cavité branchiale en voie de fermeture. A seize jours, une grande partie de la gouttelette injectée est résorbée et une nouvelle injection est faite. A vingt-deux jours, cette opération est renouvelée. La métamorphose des têtards témoins commence le 22 mai (queue totalement régressée) et se termine le 5 juin; celle du lot d'expérience dure du 24 mai au 8 juin. A l'autopsie, j'ai constaté que tous les animaux traités contenaient encore des traces de l'huile injectée (fine émulsion ou petites gouttelettes). Par conséquent, l'action de l'hormone mâle a duré depuis le dixième jour de la vie larvaire, où la gonade est encore indifférenciée, jusqu'à la fin de la métamorphose.

Au cours des trois injections, $3/10^e$ de centimètre cube de la solution huileuse de testostérone ont été utilisés, dont $2/10^e$, soit 10^{mg} d'hormone mâle, ont été réellement injectés. Chaque têtard a donc reçu $0^{mg},2$ d'hormone mâle; ce chiffre devant être entendu comme l'indication d'un ordre de grandeur et non comme une valeur absolue.

Dans cette expérience, huit têtards ont été sacrifiés à différents stades, et huit sont morts (la plupart à la suite d'une lésion produite lors de l'injection); trente-quatre animaux ont donc été finalement étudiés. Cette étude a donné les résultats suivants :

I. *Lot témoin.* — Tous les individus examinés ont deux gonades bien développées. Elles ont la forme d'une bandelette dépourvue de pigment, un peu aplatie, assez large sur toute sa longueur. Celle-ci est moyenne de $1^{mm},3$ à $1^{mm},4$, avec des dimensions extrêmes de $1^{mm},1$ à $1^{mm},7$. Les corps jaunes sont normaux; celui de gauche étant plus petit que celui de droite.

Les coupes montrent que ces gonades sont des ovaires : les cordons médullaires, peu développés, sont creusés de sacs ovariens, les éléments sexuels se présentent à différents stades : phases préméiotiques, auxocytes dont la taille est déjà considérable. Je n'ai pas rencontré de glande ayant les caractères d'un testicule. J'ai donc opéré sur une race indifférenciée, où, à la métamorphose, tous les individus sont femelles.

II. *Lot traité par l'hormone mâle.* — Dès l'autopsie, plusieurs différences avec le lot témoin sautent aux yeux. Dans l'ensemble, le corps jaune, toujours plus développé à gauche, est considérablement hypertrophié. Ce fait décèle l'action du produit injecté. C'est le solvant qui provoque cette

hypertrophie, comme me l'a montré l'examen de têtards traités avec de l'huile vierge et dont le corps jaune était également hypertrophié. L'hormone injectée a donc bien dû passer dans le métabolisme du têtard avec le solvant qui en était le support. La taille et la forme des gonades sont aussi remarquables. Elles n'ont plus l'aspect de bandelettes plus ou moins aplaties, mais de fuseaux épais au centre, pointus aux extrémités, assez fortement pigmentés et dont la longeur moyenne oscille entre $0^{mm},6$ et $0^{mm},7$. La longueur est donc la moitié de celle des témoins. Six gonades seulement mesuraient de 1^{mm} à $1^{mm},2$.

Les coupes ont révélé que les glandes génitales des animaux traités avaient les caractères histologiques de testicules. Les cordons médullaires épais s'insinuent, et se ramifient profondément dans la glande; aucune cavité ovarienne n'est visible.

Les cellules germinales, qui ne montrent pas de processus préréductionnel, ont envahi toute la gonade et leur masse est plus ou moins découpée, suivant les cas, par les cellules de la médulla, sans toutefois que la colonisation soit terminée. Une description et une analyse plus détaillée des différents cas, la recherche de traces d'intersexualité doivent naturellement être faites.

Il importe actuellement de constater que, sous l'action du propionate de testostérone, la différenciation ovarienne dans une race indifférenciée de *Rana temporaria* a été inhibée et a fait place à une différenciation testiculaire chez tous les individus traités. Comme l'examen porte sur 34 individus, on peut penser que, non seulement les individus génétiquement mâles n'ont pas passé au moment de la métamorphose par une phase femelle, mais encore que les individus génétiquement femelles ont été inversés dans le sens mâle.

PATHOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Sur la régression du papillo-épithéliome du lapin (tumeur de Shope) sous l'action de la colchicine.* Note (¹) de MM. **Albert Peyron**, **Bernard Lafay** et **Guy Poumeau-Delille**, transmise par M. Louis Martin.

On sait que la colchicine exerce sur les mitoses des tissus normaux une action inhibitrice, mais on n'avait pu jusqu'ici provoquer la régression complète des tumeurs spontanées ou greffées.

Nous venons d'obtenir, chez le lapin, la stérilisation de la tumeur cutanée de Shope, dont l'évolution normale se poursuit pendant 5 à 10 mois et parfois même 12 à 15 avant d'entraîner la mort.

La colchicine a été appliquée d'une façon différente dans trois séries d'animaux.

I. La première série comprend 12 témoins et 15 traités par des injections sous-cutanées tri-hebdomadaires dont le nombre a varié de 7 à 10.

La solution utilisée renferme 1^{mg} de colchicine par centimètre cube; les injections sont faites à des doses croissantes de 1^{cm^3} puis à $1^{cm^3},5$, de sorte que chaque animal reçoit une dose totale de 12^{mg} à 15^{mg}.

Les témoins, à l'exception d'un cas de régression spontanée, ont présenté l'évolution habituelle suivie de mort. Les animaux traités étaient porteurs de tumeurs d'âges divers (1 à 4 mois), qui ont uniformément disparu au bout de 3 à 5 semaines. Ils sont désormais immunisés et rebelles à une nouvelle inoculation. Cette régression est à rapprocher de celle qu'on obtient dans ce même papillome de Shope, à l'aide des rayons X, ainsi que dans le sarcome de la poule (rayons X et radium). La colchicine apporte ainsi le premier exemple d'un alcaloïde paraissant déterminer, par un mécanisme purement cellulaire, la résorption d'une tumeur d'origine infectieuse (virus) sans agir directement sur son agent pathogène.

Afin d'éviter ou de réduire les accidents toxiques (amaigrissement, diarrhée), nous avons, dans les deux séries suivantes, simplement badigeonné la tumeur à l'aide d'une solution aqueuse de colcichine au 1/100ᵉ, en appliquant ensuite, et chaque fois, une pommade de concentration variable (colchicine à 1/20ᵉ, 1/50ᵉ, 1/100ᵉ).

II. La deuxième série comprenait 4 animaux porteurs d'une tumeur

(¹) Séance du 2 août 1937

unilatérale. La régression fut troublée par des accidents (intoxication, nécrose avec ulcération) qui nous ont confirmé l'absorption de la colchicine par l'épiderme.

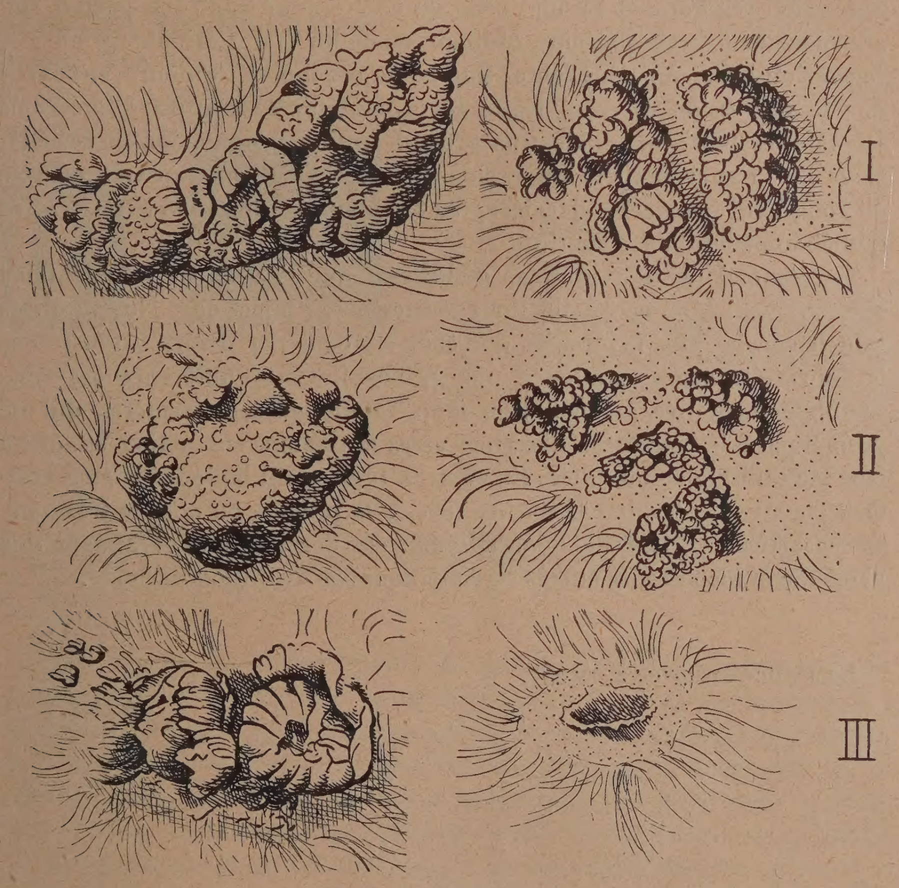


Figure montrant chez 3 animaux de la série 3 la régression de la tumeur après traitement local (à droite) par comparaison avec le côté non traité (à gauche).
I, 101 jours après l'inoculation. La tumeur au 40e jour d'un traitement discontinu est réduite à deux lobes distincts que circonscrit et sépare une zone dans laquelle les poils ont disparu; II, 170 jours après l'inoculation, 104 jours de traitement discontinu, papillome affaissé et atrophique divisé en trois lobes également entourés d'une zone glabre; III, 101 jours après l'inoculation, 40 jours de traitement continu, régression presque complète.

Nous avons donc renoncé à utiliser d'emblée la pommade au 1/20e, et nous employons d'abord la pommade au 1/50e qui permet l'accoutumance.

III. Dans la troisième série, afin d'éliminer l'objection d'une simple

régression spontanée, nous avons utilisé des animaux présentant sur les deux flancs des tumeurs symétriques résultant d'une double inoculation faite le même jour. Seule, la tumeur soumise au traitement local a une régression régulière et rapide; celle du côté opposé continue parfois son accroissement, mais présente ordinairement un état stationnaire ou une régression beaucoup plus lente. Sur 19 de ces lapins, 8 moururent avant que la régression du côté traité fût complète, à la suite d'infections secondaires ou d'une intoxication avec ulcération, comme dans la série II. Chez les 11 survivants la régression du côté badigeonné est très avancée ou complète; pour cette dernière, 6 à 8 semaines suffisent si le traitement tri-hebdomadaire a été continu.

En résumé, nos observations établissent que l'action de la colchicine s'exerce aussi bien en applications locales qu'en injections. Nos résultats sont beaucoup plus favorables que ceux obtenus par divers auteurs chez la souris (tumeurs spontanées ou greffées). Cette différence est vraisemblablement liée à l'évolution trop rapide de ces dernières qui ne permet pas à la colchicine d'exercer assez longtemps son action et aussi à leur malignité plus marquée. En effet, la tumeur du lapin, sans être vraiment bénigne, n'avait pas encore pris, à la période où nous la traitions, les caractères malins de l'épithélioma, ces derniers n'apparaissant que d'une façon inconstante et très tardive, dans son évolution normale.

La séance est levée à $15^{h}25^{m}$.

A. Lx.